

Arbeitsgruppe Reaktorbetrieb
KERNFORSCHUNGSANLAGE JÜLICH
des Landes Nordrhein-Westfalen

Berechnung des Gamma-Strahlungspegels und
des thermischen Neutronenflusses in den Detektoren
des Anfahr- und Abschaltkanals des Reaktors

M E R L I N

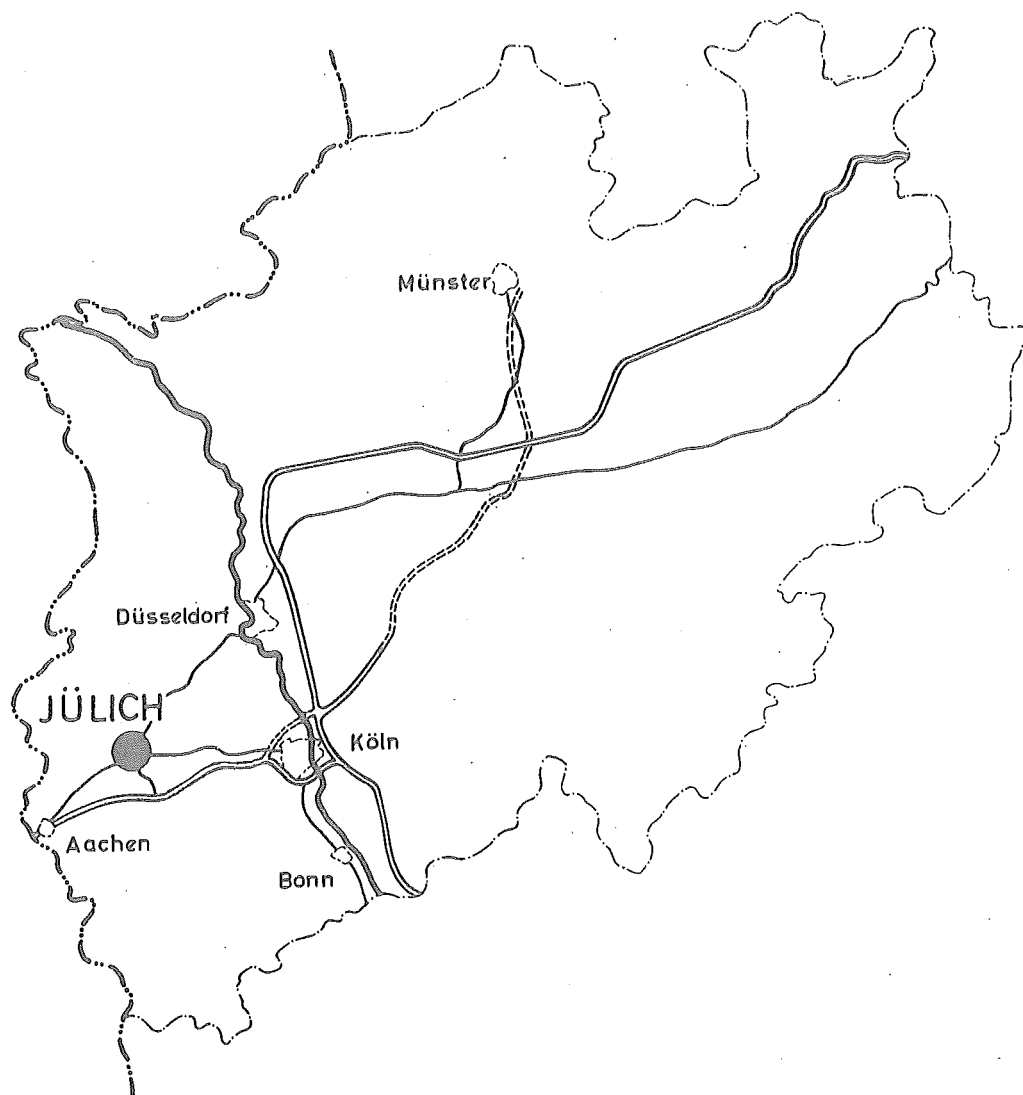
von

G. Meister

Jül - 10 - RE

Juni 1961

Als Manuskript gedruckt



Berichte der Kernforschungsanlage Jülich – Nr. 10

Arbeitsgruppe Reaktorbetrieb Jülich – 10 – RE

Dok.: FRJ 1 (MERLIN) - INSTRUMENTATION * DK 621.039:564.2 (FRJ 1)

Zu beziehen durch: ZENTRALBIBLIOTHEK der Kernforschungsanlage Jülich
Jülich, Bundesrepublik Deutschland

Berechnung des Gamma-Strahlungspegels und des
thermischen Neutronenflusses in den Detektoren
des Anfahr- und Abschaltkanals des Reaktors

MERLIN

von

Dr. G. Meister

Z u s a m m e n f a s s u n g

Gegenstand der vorliegenden Arbeit ist eine Untersuchung der nuklearen Instrumentierung des Reaktors MERLIN. Es werden die Signale im Anfahrskanal und im Abschaltkanal für verschiedene charakteristische Betriebszustände des Reaktorkerns berechnet.

Typ, Lage und Abschirmung der in den beiden Kanälen verwendeten Strahlungsdetektoren werden in Abschnitt 1 soweit beschrieben, wie es für die Untersuchung erforderlich ist. In Abschnitt 2 werden die Methoden zur Berechnung des Gamma-Strahlungsflusses am Ort der Detektoren erläutert und die Ergebnisse zusammengestellt. Das Gamma-Signal im Abschaltkanal wird für den kritischen Reaktor bei Sättigung der Spaltprodukt-Konzentration berechnet und das Signal im Anfahrskanal für den abgeschalteten Reaktor in Abhängigkeit von der Abschaltdauer, wobei eine vorangegangene Betriebsperiode angenommen ist, die so lang ist, daß die Spaltprodukt-Konzentration ihren Gleichgewichtswert erreicht hat. Abschnitt 3 enthält die Berechnung des thermischen Neutronenflusses am Ort der Detektoren. Dabei ist entsprechend das Neutronen-Signal im Abschaltkanal für den kritischen Reaktor berechnet und im Anfahrskanal für den unterkritischen Reaktor bei verschiedenen Werten negativer Reaktivität. In Abschnitt 4 werden die Ergebnisse im Hinblick auf die Aufgabe der beiden Kanäle diskutiert.

I n h a l t

	Seite
1. Beschreibung der nuklearen Instrumentierung des Reaktors Merlin	4
1.1. Die Abschalt-Ionisationskammern	5
1.2. Die Anfahr-Spaltkammern	7
2. Das Gammastrahlungsfeld	
2.0. Spektrum und Quellstärke der vom Reaktor emittierten Gamma-Strahlung	8
2.0.1. Prompte Spaltungs-Gammastrahlung	9
2.0.2. Spaltprodukt-Gammastrahlung	10
2.0.3. Prompte Einfangs-Gammastrahlung	13
2.0.3.1. Einfang-Gammastrahlung aus dem Reaktorkern	13
2.0.3.2. Einfang-Gammastrahlung aus dem Reflektor	15
2.1. Berechnung des Gamma-Strahlungsflusses in den Ionisationskammern	15
2.1.1. Anteil der vom Reaktorkern emittierten Strahlung	15
2.1.2. Anteil der vom Reflektor emittierten Strahlung	19
2.1.3. Zusammenstellung	21
2.2. Berechnung des Spaltprodukt-Gammaflusses am Ort der Anfahr-Spaltkammern	23
3. Räumliche Verteilung des Neutronenflusses	25
3.1. Berechnung des thermischen Neutronenflusses in den Ionisationskammern	32
3.2. Berechnung des thermischen Neutronenflusses in den Spaltkammern	33
4. Schlußfolgerungen	34
4.1. Abschaltkanal	34
4.2. Anfahrkanal	36
Anhang I : Einfang-Gammastrahlung aus dem Endreflektor eines zylindrischen Reaktorkerns	37
Anhang II : Absenkung des thermischen Neutronenflusses in einem zylindrischen Bleirohr	40

1. Die nukleare Instrumentierung des Reaktors MERLIN

Das der Arbeit beigelegte Schema gibt einen Überblick über die gesamte nukleare Instrumentierung des Reaktors. Von den insgesamt 4 Kanälen, von denen jeder mit je zwei gleichartigen Strahlungsdetektoren ausgerüstet ist, interessiert im vorliegenden Zusammenhang der (logarithmische) Anfahrskanal und der (lineare) Abschaltkanal.

Der Abschaltkanal, der mit 2 Ionisationskammern bestückt ist, hat die Aufgabe, den Reaktor bei Überschreitung eines vorgewählten Leistungsniveaus abzuschalten. Dieses Leistungsniveau kann zwischen 20 kW und 6 MW eingestellt werden. Das Signal im Abschaltkanal sollte deshalb der momentanen Reaktorleistung möglichst genau proportional sein.

Im Anfahrskanal werden 2 Spaltungskammern hoher Empfindlichkeit als Strahlungsdetektoren benutzt. Das Signal des Anfahrskanals soll vor allem den Bereich niedrigen Neutronenflusses beim Anfahren des Reaktors überdecken.

Der Anfahrskanal soll bereits dann ein zuverlässiges, der Reaktorleistung proportionales Signal liefern, wenn der Reaktorkern noch unterkritisch ist.

Der Anfahrskanal schaltet den Reaktor ab:

- 1.) bei Unterschreitung einer zwischen $-20 \text{ sec} \dots \infty + 5 \text{ s}$ einstellbaren Verdopplungszeit;
- 2.) bei Unterschreitung einer zwischen 10 Imp/s und 10^3 Imp/s einstellbaren Zählrate;
- 3.) bei Überschreitung einer zwischen 200 Imp/s und $5 \cdot 10^5 \text{ Imp/s}$ einstellbaren Zählrate. Dies entspricht einer Reaktorleistung zwischen 40 mW und 100 W.

In unmittelbarer Nähe der Spaltkammern ist eine Neutronenquelle ("Bias-Source") angebracht, welche für sich alleine im Spaltkammerkanal eine Impulsrate von 10- 20 Imp/s erzeugt. Hierdurch ist auch bei stark unterkritischem Reaktor stets eine Kontrolle möglich, ob der Kanal ordnungsgemäß arbeitet. Werden im Kanal keine oder zu wenig Impulse registriert, so kann der Reaktor wegen der eingestellten und auf das Sicherheitssystem wirkenden unteren Impulsraten-Schwelle nicht angefahren werden. Bei einer Reaktorleistung von rund 40 W werden die Spaltkammern automatisch ausgefahren, um Schäden durch starke Strahlungsbelastung bei höherer Reaktorleistung zu verhindern.

1.1. Die Abschalt-Ionisationskammern

Die beiden Ionisationskammern des Abschaltkanals sind oberhalb des Reaktorkerns, etwa 70 cm über der Oberfläche des aktiven Teils angebracht. Ihre genaue Lage ist aus Abb. 1 zu ersehen. Sie stecken in einer Bleitasche von 51 mm Wandstärke, die an der Kerntragkonstruktion befestigt ist. Die Lage der Bleiabschirmung und damit die Lage der beiden Kammern relativ zum Reaktorkern ist deshalb fest und unabhängig davon, in welcher Experimentierstellung sich der Reaktorkern befindet. Die Bleiabschirmung schwächt im wesentlichen nur die Gamma-Strahlung und erzeugt lediglich eine verhältnismäßig geringe Absenkung des thermischen Neutronenflusses in der Kammer.

Die Ionisationskammern des Abschaltkanals sind vom Typ RC 1 der Firma 20th Century Electronics. Es handelt sich dabei um Ionisationskammern, die durch eine Borbeschichtung ($18,8 \% B^{10}$) auf der Elektrodenoberfläche für thermische Neutronen sensibilisiert sind. Die Kammer ist nicht gamma-kompensiert.

Tab. 1.1. Ionisationskammer RC1 B

Füllgas:	Wasserstoff
Gasdruck:	150 Torr
Schichtmaterial:	natürliches Bor
borbeschichtete Oberfläche:	600 cm ²
Neutronenempfindlichkeit:	$5 \pm 2 \cdot 10^{15} \text{ A/n/cm}^2\text{s}$
Gammaempfindlichkeit:	$6 \cdot 10^{-12} \text{ A/r/h}$
Sättigungsstrom:	10^{-3} A

1.2. Die Anfahr-Spaltkammern

Die beiden Spaltkammern der Anfahrkanäle sind seitlich und wenig oberhalb der Oberfläche des aktiven Teils des Reaktorkerns angebracht, wie es in Abb. 1 dargestellt ist. Sie stecken in einer Bleitasche, deren Wandstärke im Mittel 32 mm beträgt und die fest mit der Kerntragkonstruktion verbunden ist. Diese Bleiabschirmung wird z.Zt. umkonstruiert derart, daß der effektive Meßpunkt (Mittelpunkt des empfindlichen Volumens) der Kammer sich 39,5 cm oberhalb der horizontalen Mittelebene des aktiven Teils des Reaktorkerns befindet. ¹⁾

Die benutzten Spaltkammern sind vom Typ Fc 165/1000 der Fa. 20th Century Electronics. Die Elektroden der Kammern sind mit Uran-235 in einer Dicke von 1 mg/cm² beschichtet.

Tabelle 1.2. Spaltkammer FC 165/1000

Füllgas:	Argon, Stickstoff
Gasdruck:	4 Atm.
Neutronenempfindlichkeit	0,12 Imp/s/n/cm ² s
maximale Zählrate:	10 ⁶ Imp/s
max. zulässiger Gammafluß bei Betrieb	10 ⁶ r/h

Die am Ort der Spaltkammern vorhandene Gammastrahlung kann durch Diskriminierung der Impulshöhen aus dem Signal des Anfahrkanals eliminiert werden. Bei einer Zeitkonstanten des Spaltkammer-Verstärkers von 1 µs verhalten sich die von Neutronen- und Gammaquanten herrührenden Impulshöhen etwa wie 2 : 1 (Angabe der Hersteller)

Eine wirksame Eliminierung der Gammastrahlung aus den Anfahrkanälen ist deshalb sehr wichtig, weil beim Anfahren des Reaktors häufig ein sehr hoher Gammastrahlungspegel vorhanden ist, der durch die im Kern akku-

1) Schreiben der Nucl. Power Group vom 19.1.1961

mulierten Spaltprodukte erzeugt wird. Es ist denkbar, daß bei sehr starker Gammastrahlung Überlagerungen von rasch aufeinanderfolgenden Gammaimpulsen (pile up) auftreten können, welche die Diskriminatorschwelle überschreiten.

Der Gammafluß in der Spaltkammer sollte während des Betriebes einen Wert von 10^6 r/h nicht überschreiten. Oberhalb dieses Wertes ist die Zuverlässigkeit der Neutronenmessung beeinträchtigt.

Beim Anfahren des Reaktors im Bereich sehr kleiner Leistung wird an der Spaltkammer im allgemeinen die Gammastrahlung der im Kern vorhandenen Spaltprodukte die anderen Gammastrahlungsquellen weit überwiegen, wenn man von dem Sonderfall absieht, daß der Kern praktisch unvergiftet ist. Da im letzteren Fall ohnehin keine Schwierigkeiten zu erwarten sind, beschränken wir uns im Falle des Anfahrkanals auf die Berechnung des Gammastrahlungsflusses, der von den Spaltprodukten erzeugt wird.

2. Das Gammastrahlungsfeld

2.0. Spektrum und Quellstärke der vom Reaktor emittierten Gamma-Strahlung

Zur Berechnung des gesamten Gammaflusses am Ort der Detektoren werden folgende Gammastrahlungsquellen berücksichtigt:

- 1.) Prompte Spaltungs-Gammastrahlung
- 2.) Gammastrahlung der Spaltprodukte
- 3.) Prompte Einfang-Gammastrahlung in Wasser, Aluminium und Uran.

Aktivierungsgammastrahlung durch N^{16} -Aktivierung des Kühlwassers ist in diesem Zusammenhang vernachlässigbar.

Während die Quellstärke der Spaltungs-Gammastrahlung und der Einfang-Gammastrahlung der momentanen Reaktorleistung proportional ist, ist die Spaltprodukt-Gammastrahlung weitgehend von der Vorgeschichte des Reaktorkerns mitbestimmt und deshalb nicht notwendig der Reaktorleistung proportional.

Die räumliche Verteilung aller genannten Gammastrahlungsquellen entspricht der räumlichen Verteilung des thermischen Neutronenflusses. Dabei sind die Quellen der Spaltungs- und Spaltprodukt-Gammastrahlung auf dem Bereich des Reaktorkerns beschränkt, die Einfang-Gammastrahlung dagegen entsteht auch außerhalb des Kerns im Reflektor, und zwar vorwiegend im Bereich hohen Neutronenflusses nahe der Kern-Reflektor-Grenze.

Ist M die Zahl der pro Sekunde und Watt Reaktorleistung im Kern emittierten Gammaquanten, so ist die mittlere Volumquellstärke im Reflektorkern durch

$$\bar{S}_v = \frac{M}{V_k} \cdot L \quad (2.1.)$$

gegeben, wenn V_k das Volumen des Reaktorkerns und L die Reaktorleistung in Watt ist. V_k ist für den zugrunde gelegten zylindrischen Reaktorkern¹⁾ mit einem Radius von 20 cm und einer Höhe von 60,33 cm gleich $7,58 \cdot 10^4 \text{ cm}^3$.

2.0.1. Prompte Spaltungs-Gammastrahlung

Den Berechnungen wird ein vereinfachtes Spektrum der Spaltungsgammastrahlung, welches auf Daten von R.L. Gamble beruht, zugrunde gelegt.

1) siehe Abschnitt 3

Tab. 2.1.: Spaltungs-Gammastrahlung
(ANL - 5800, Tab. 7-1, S. 450, Spektrum C)

E (MeV)	M (MeV/sw)	S_v/L (MeV/cm ³ s W)
1	10,7 · 10 ¹⁰	14,1 · 10 ⁵
2	9,56 · 10 ¹⁰	12,6 · 10 ⁵
4	3,21 · 10 ¹⁰	4,23 · 10 ⁵
6	0,793 · 10 ¹⁰	1,046 · 10 ⁵

2.0.2. Spaltprodukt-Gammastrahlung

Wird der Reaktor einige Zeit mit konstanter Leistung betrieben, so stellt sich im Kern eine Gleichgewichtskonzentration der Spaltprodukte und damit eine Gleichgewichtsquellstärke der von den Spaltprodukten emittierten Gammastrahlung ein, die der Reaktorleistung proportional ist. Etwa 2/3 des Gleichgewichtswertes wird bereits nach wenigen Minuten Reaktorbetrieb erreicht.

Nach dem Abschalten des Reaktors klingt die Spaltproduktaktivität um so langsamer ab, je länger der Reaktor in Betrieb war, da mit zunehmender Betriebsdauer der Anteil der langlebigen Gammastrahler unter den Spaltprodukten zunimmt. Wir legen hier die von Perkins und King ¹⁾ errechneten Werte zugrunde, von denen angenommen wird, daß sie den neuesten Stand der Kenntnis über das Verhalten der Spaltproduktaktivität darstellen. Das für eine Betriebsdauer des Reaktors von 1000 Stunden für einen Zeitpunkt 100 Sekunden, 1 Tag und 1 Woche nach dem Abschalten errechnete Spektrum ist in der Tabelle 2.2. angegeben.

¹⁾ Perkins, J.F., King, R.W., Nucl. Sci. and Engng.
3, 1958, 726

Tab. 2.2.: Spaltprodukt-Gammaspektrum während des Reaktorbetriebs und nach Abschaltzeiten von 100 s, 1 Stunde, 1 Tag und 7 Tagen für Gleichgewichtskonzentration der Spaltprodukte (Reaktorbetriebszeit: 1000 h)

E (MeV)	Werte in 10^{16} eV/s pro W Reaktorleistung				
	Betrieb	nach 100 s	nach 1 h	nach 1 d	nach 7 d
0,1 - 0,4	1,3	0,50	0,32	0,14	0,058
0,4 - 0,9	5,0	2,0	1,48	0,55	0,185
0,9 - 1,35	5,9	2,0	0,48	0,13	0,071
1,35 - 1,8	4,1	1,6	0,75	0,30	0,210
1,8 - 2,2	1,6	0,65	0,38	0,033	0,0037
2,2 - 2,6	1,8	0,50	0,19	0,031	0,021
> 2,6	2,3	0,65	0,055	0,0012	0,0008

Die Quellstärke während des Reaktorbetriebs kann man abschätzen, indem man die Abklingkurven des Spektrums auf die Abschaltdauer Null extrapoliert. Eine derartige Extrapolation ist wahrscheinlich jedoch nicht sehr genau, da man nur wenig über den Beitrag der Gammastrahler mit kurzer Halbwertszeit weiß.

Für die Gesamtaktivität der Spaltprodukt-Gammastrahlung während des Betriebs existiert ein geschätzter Wert von $2,2 \cdot 10^{11}$ MeV/sW, der auf einer Beschreibung der Spaltprodukt-Aktivität durch einen Satz empirisch angepaßter Exponential-Funktionen beruht.¹⁾ Dieser Wert wird als eine wahrscheinlich pessimistische obere Grenze für die Spaltprodukt-Aktivität angesehen. Die Extrapolation der von Perkins und King errechneten Abklingkurven für 1000 h Betriebsdauer ergibt eine Gesamtaktivität, die nur etwa halb so groß ist. Die Werte in Kolonne 1 der Tab. 2.2. ergeben sich durch Vergrößerung der extrapolierten Werte mit einem konstanten Faktor derart, daß die Gesamtaktivität gleich $2,2 \cdot 10^{11}$ MeV/sW wird.

¹⁾ Rockwell III, T., Reactor Shielding Design Manual, 1. Ausgabe 1956, Kap. 3, Nr. 1.1.

Den Berechnungen wird ein vereinfachtes Spektrum der Spaltprodukt-Gammastrahlung zugrunde gelegt, welches sich durch Zusammenziehen der Energiegruppen 0,1 bis 1,35 MeV ($E_{\text{eff}}=1$ MeV), 1,35 bis 2,2 MeV ($E_{\text{eff}} = 2$ MeV), und $>2,2$ MeV ($E_{\text{eff}} = 3$ MeV) ergibt. Dieses Spektrum ist in Tab. 2.3. für Reaktorbetrieb und für die Abschaltzeiten 100 s, 1 Tag und 1 Woche zusammengestellt.

Tab. 2.3.: Vereinfachtes Spaltprodukt-Gammaspektrum nach 1000 h Betriebsdauer

E_{eff} (MeV)	Werte in 10^{16} eV/s pro W Reaktorleistung				
	Betrieb	nach 100 s	nach 1 h	nach 1 d	nach 7 d
1	12,2	4,5	2,28	0,82	0,314
2	5,7	2,25	1,13	0,333	0,214
3	4,1	1,15	0,245	0,032	0,022

Für ein Kernvolumen von $7,58 \cdot 10^4 \text{ cm}^3$ ergeben sich hieraus die in Tab. 2.4. zusammengestellten mittleren Volumquellstärken für die Spaltprodukt-Gammastrahlung.

Tab. 2.4. Mittlere Volumquellstärke der Spaltprodukt-Gammastrahlung nach 1000 h Betriebsdauer

E (MeV)	Werte in 10^{12} eV/cm ³ s pro W Reaktorleistung				
	S_V/L Betrieb	S_V/L nach 100 s	S_V/L nach 1 h	S_V/L nach 1 d	S_V/L nach 7 d
1	1,61	0,59	0,301	0,108	0,0414
2	0,75	0,297	0,149	0,044	0,0282
3	0,54	0,152	0,0323	0,0042	0,0029

2.0.3. Prompte Einfang-Gammastrahlung

Für die Energie-Quellstärke der Einfang-Gammastrahlung gilt

$$S_v = N(E) \cdot E \cdot \Sigma_c \cdot \Phi_t \quad (2.2.)$$

wobei $N(E)$ die Zahl der pro Einfang emittierten Gammaquanten mit der Energie E , Σ_c der makroskopische Einfangquerschnitt und Φ_t die thermische Neutronenflußdichte ist. Die räumliche Verteilung der Quellstärke der Einfang-Gammastrahlung ist demnach die gleiche wie die des thermischen Flusses. Im Gegensatz zu der Spaltungs- und Spaltprodukt-Gammastrahlung entsteht auch außerhalb des Reaktorkerns vor allem im Reflektor nahe der Kern-Reflektor-Grenze Gammastrahlung durch Neutroneneinfang im Wasser.

2.0.3.1. Einfang-Gammastrahlung aus dem Reaktorkern

Innerhalb des Reaktorkerns entsteht Gammastrahlung durch Neutroneneinfang in Aluminium, Wasser und Uran. Die mikroskopischen Einfangquerschnitte ¹⁾ sind

für Wasserstoff	$\sigma_c(H)$	= 0,332 b
für Aluminium	$\sigma_c(Al)$	= 0,230 b
für Uran-235	$\sigma_c(235)$	= 108 b

Der Neutroneneinfang in U-238 ist vernachlässigbar. Da der Reaktorkern 33,8 % Aluminium, 65,9 % Wasser und 0,246 % Uran-235 enthält, ergeben sich für die makroskopischen Einfangquerschnitte im Kern

$$\begin{aligned}\Sigma_{ck}(H_2O) &= 0,01466 \text{ cm}^{-1} \\ \Sigma_{ck}(Al) &= 0,00468 \text{ cm}^{-1} \\ \Sigma_{ck}(235) &= 0,01271 \text{ cm}^{-1}\end{aligned}$$

¹⁾ H. Etherington, Nucl. Engng. Handbook, 1. Aufl. 1958
Tab. 19, Seite 2-15; Tab. 6, Seite 2-5

Das Spektrum der von Aluminium und Wasser emittierten Einfang-Gammastrahlung kann einer Zusammenstellung von Deloume ¹⁾ entnommen werden. Das Spektrum der von Uran-235 emittierten Einfang-Gammastrahlung ist offenbar noch nicht gemessen. Nach dem Vorbild von Bertini et al. ²⁾ nehmen wir an, daß das Spektrum der Einfang-Gammstrahlung mit dem der prompten Spaltungs-Gammastrahlung übereinstimmt und die gesamte pro Einfang emittierte Gamma-Strahlungsenergie gleich der Bindungsenergie des eingefangenen Neutrons im Urankern ist (6,43 MeV).

Hiermit ergeben sich die in Tabelle 2.5. zusammengestellten Werte für ein vereinfachtes Spektrum der Einfang-Gammastrahlung im Reaktorkern.

Tab. 2.5. Einfang-Gammastrahlung im Reaktorkern

E (MeV)	N(Al).E (MeV)	N(H ₂ O).E (MeV)	N(235).E (MeV)	S _v /L (MeV/cm ³ s W)
1	-	-	2,84	2,52 . 10 ⁵
2	-	2,23	2,53	4,53 . 10 ⁵
4	2,58	-	0,85	1,60 . 10 ⁵
6	0,93	-	0,21	0,49 . 10 ⁵
8	1,90	-	-	0,62 . 10 ⁵

Der Einfachheit halber setzen wir im Reaktorkern eine räumlich konstante Quellverteilung an, indem wir für den thermischen Fluß den Mittelwert im Reaktorkern

$$\bar{\phi}_{tk} = L \cdot 0,698 \cdot 10^7 \text{ n/cm}^2 \text{ s W}$$

(L: Reaktorleistung) einsetzen. Hieraus ergeben sich die

¹⁾ ANL-5800, Tab. 7-3, Seite 452

²⁾ Bertini et al. ORNL-2113 (1956)

in der Tab. 2.5. angegebenen mittleren Quellstärken der Einfang-Gammastrahlung im Reaktorkern.

2.0.3.2. Einfang-Gammastrahlung aus dem Reflektor

Von der außerhalb des Reaktorkerns im Reflektor entstehenden Einfang-Gammastrahlung ist nur der Anteil für den Strahlungspegel an den Ionisationskammern von Bedeutung, der in dem Endreflektor entsteht, der zwischen Reaktorkern und Ionisationskammer liegt. Im Reflektor kann der Aluminiumanteil gegenüber dem vom Wasser vernachlässigt werden, so daß der makroskopische Einfang-Querschnitt im Reflektor

$$\Sigma_{cR} = 0,02224 \text{ cm}^{-1}$$

ist und dort nur Strahlung mit einer Energie von rund 2 MeV emittiert wird.

2.1. Berechnung des Gamma-Strahlungsflusses in den Ionisationskammern

2.1.1. Anteil der vom Reaktorkern emittierten Strahlung

Zwischen den Ionisationskammern und der Oberfläche des zylindrisch angenommenen Reaktorkerns befindet sich eine Wasserschicht von 58 cm Dicke und eine Bleischicht von 5,1 cm Dicke (s. Abb. 1).

Es wird in der folgenden Rechnung innerhalb des Reaktorkerns eine räumlich konstante Gamma-Quellstärke vorausgesetzt. Da in einem reflektierten Reaktor der thermische Neutronenfluß im Bereich des Kerns nicht sehr stark variiert, ist der Fehler, der durch die Annahme einer konstanten Vertei-

lung bedingt ist, gering. Die Berechnung des Gamma-Flusses erfolgt zweckmäßig in zwei Schritten. Man berechnet zunächst den Fluß unter der Annahme, daß sich die Ionisationskammern einschließlich ihrer Bleiabschirmung im Punkt P_2 (Abb. 1) auf der Mittelachse des Reaktorkerns befinden. Die radiale Versetzung der Ionisationskammern von 22,7 cm kann anschließend durch die bei Rockwell ¹⁾ dargestellte K-Funktion berücksichtigt werden. Diese K-Funktion gibt die radiale Variation des Gamma-Flusses für eine kreisrunde Flächenquelle an. Sie ist im vorliegenden Falle gut brauchbar, weil sich ein zylindrischer Reaktorkern oberhalb seiner Endfläche in größerer Entfernung wie eine Flächenquelle verhält.

Für den primären Gamma-Fluß in Punkt P_2 gilt: ²⁾

$$\phi_{\text{Pr}} = \frac{S_v}{2\mu_k} \left\{ \left(E_2(b_1) - \frac{E_2(b_1 \sec \Theta)}{\sec \Theta} \right) - \left(E_2(b_2) - \frac{E_2(b_2 \sec \Theta)}{\sec \Theta} \right) \right\} \quad (2.3.)$$

mit

$$b_1 = \mu_1 d_1 + \mu_2 d_2 \quad (2.4.)$$

$$b_2 = b_1 + \mu_k h \quad (2.5.)$$

$$E_2(b) = b \int_b^{\infty} \frac{e^{-t}}{t^2} dt \quad \begin{array}{l} \text{(tabelliert bei Rock-} \\ \text{well, loc. cit.,} \\ \text{S. 372-384)} \end{array} \quad (2.6.)$$

$$\sec \Theta = \frac{1}{a} \sqrt{r_0^2 + a^2} \quad (2.7.)$$

Die benutzten Symbole haben die folgende Bedeutung:

- r_0 : Radius des zylindrischen Reaktorkerns
- h : Höhe des Reaktorkerns
- a : Abstand zwischen Oberfläche Kern und Meßpunkt
($a = 70 \text{ cm}$)

¹⁾ Rockwell, loc. cit. Kap. 9, S. 349-352

²⁾ Ableitung bei Rockwell, loc. cit. Kap. 9, Nr. II.6.2.
S. 401

μ_1 : totaler Schwächungsquerschnitt für Gammastrahlung
im Wasser

μ_2 : totaler Schwächungskoeffizient für Gammastrahlung
in Blei

μ_k : totaler Schwächungskoeffizient für Gammastrahlung
im Reaktorkern

d_1 : Dicke der Wasserschicht zwischen Oberfläche
Kern und Bleiabschirmung der Ionisationskammer
($d_1 = 58$ cm)

d_2 : Dicke der Bleiabschirmung ($d_2 = 5,1$ cm)

S_v : Volumquellstärke im Reaktorkern

Da $\mu_k \cdot h \ll b_1$ und $\sec \Theta \approx 1$ ist, kann Formel (2.3.) vereinfacht in der Form

$$\Phi_{SPV} = \frac{S_v}{2\mu_k} (1 - e^{-\mu_k h}) \left(1 - \frac{e^{-b_1(\sec \Theta - 1)}}{\sec \Theta}\right) E_2(b_1) \quad (2.8.)$$

geschrieben werden.

Um den Effekt der sekundären Gammastrahlung zu berücksichtigen, führen wir einen Aufbaufaktor der Form

$$A_1 e^{-a_1 r} + A_2 e^{-a_2 r} \quad (2.9.)$$

mit $A_2 = 1 - A_1$

ein. Die Konstanten A_1 , A_2 , a_1 und a_2 für Wasser, Blei und Aluminium sind in ANL - 5800 ¹⁾ tabelliert. Wir bezeichnen durch den hochgestellten Index 1 (z.B. $A_1^{(1)}$) die Werte für Wasser, durch den Index 2 die für Blei und

¹⁾ Reactor Physics Constants. ANL - 5800, Tab. 7-14, S. 473

durch den Index k die für den Reaktorkern. Wir erhalten dann für die Gammastrahlung unter Einbeziehung der Sekundärstrahlung anstelle von Formel (2.8.)

$$\phi_g = \frac{S_v}{2} B_k \cdot B_o \left(1 - \frac{\exp(-b_1(\sec \Theta - 1))}{\sec \Theta} \right) E_2(b_1) \quad (2.10.)$$

mit
$$B_k = \sum_{i=1}^2 \frac{A_i^{(k)}}{\mu_i^{(k)}} (1 - e^{-\mu_i^{(k)} h}) \quad (2.11.)$$

$$\mu_i^{(k)} = (1 + a_i^{(k)}) \mu_k \quad (2.12.)$$

$$B_o = \sum_{l=1}^2 \sum_{m=1}^2 A_l^{(1)} A_m^{(2)} e^{-\beta_{lm}} \quad (2.13.)$$

$$\beta_{lm} = a_l^{(1)} \mu_1 d_1 + a_m^{(2)} \mu_2 d_2 \quad (2.14.)$$

Dabei ist von der Tatsache Gebrauch gemacht, daß die $\beta_{lm} \ll b_1$ sind.

Da die Konstanten A_1 , A_2 , a_1 und a_2 für Wasser und Aluminium nicht wesentlich verschieden sind, ist anzunehmen, daß man eine brauchbare Darstellung des Aufbaufaktors im Reaktorkern erhält, wenn man die Konstanten mit den Volumanteilen von Wasser und Aluminium im Kern als Gewichtungsfaktoren mittelt. Unter Verwendung der Konstanten in den Tab. 7-10 und 7-14 des ANL - 5800 ergeben sich folgende Werte:

Tab. 2.6. Aufbaufaktor im Kern

$$\left(B_k = \sum_{i=1}^2 \frac{A_i^{(k)}}{\mu_i^{(k)}} (1 - e^{-\mu_i^{(k)} h}) \right)$$

E (MeV)	$A_1^{(k)}$	$A_2^{(k)}$	$\mu_1^{(k)}$ (cm ⁻¹)	$\mu_2^{(k)}$ (cm ⁻¹)	B_k (cm)
1	11,6	-10,6	0,0918	0,1055	25,59
2	7,2	- 6,2	0,0664	0,0769	26,55
3	5,2	- 4,2	0,0545	0,0641	27,73
4	4,2	- 3,2	0,0475	0,0567	28,81
6	3,3	- 2,3	0,0397	0,0487	30,76
8	2,6	- 1,6	0,0357	0,0438	30,44

Die Ausrechnung der Formel (2.10.) für eine Wasserschichtdicke von 58 cm und eine Bleidicke von 5,1 cm ergibt für den vom Reaktorkern herrührenden Gamma-Fluß die in Kolonne 1 der Tab. 2.7. angeführten Werte. Diese sind noch mit der radialen K-Funktion zu korrigieren, die in Kolonne 2 angegeben ist, so daß sich für den tatsächlichen Meßpunkt die Werte in Kolonne 3 ergeben.

Tab. 2.7. Gammastrahlungsfluß pro Volumquellstärke
am Ort der Ionisationskammern

E (MeV)	ϕ/S_{VK} (cm)	K	ϕ/S_V (cm)
1	24,3 · 10 ⁻⁴	0,655	15,9 · 10 ⁻⁴
2	113 · 10 ⁻⁴	0,720	81,4 · 10 ⁻⁴
3	175 · 10 ⁻⁴	0,745	130 · 10 ⁻⁴
4	203 · 10 ⁻⁴	0,755	153 · 10 ⁻⁴
6	220 · 10 ⁻⁴	0,765	168 · 10 ⁻⁴
8	192 · 10 ⁻⁴	0,770	148 · 10 ⁻⁴

2.1.2. Anteil der vom Reflektor emittierten Einfang-Gammastrahlung

Der thermische Neutronenfluß im Endreflektor auf der der Ionisationskammer zugewandten Seite des Reaktorkerns kann im Rahmen einer Zweigruppen-Diffusionstheorie folgendermaßen dargestellt werden. (s. Abschnitt 3):

$$\phi_{tR} = J_0(\mu_{rK} r) \left\{ S_R \cdot F \cdot e^{-\mu_{zR} z} - G e^{-\nu_{zR} z} \right\} \quad (2.15.)$$

Dabei ist J_0 die Besselsche Funktion nullter Ordnung, z ist der Abstand der Kernoberfläche vom Aufpunkt, S_R , F und G sind Konstanten und μ_{rK} , μ_{zR} und ν_{zR} sind radiale bzw. axiale Flußwölbungskoeffizienten, deren Größe in Abschnitt 3 angegeben ist. In radialer Richtung soll ϕ_{tR} nur bis zur ersten Nullstelle der Besselschen Funktion, d.h. bis $\mu_{rK} \cdot r_1 = 2,405$ als von Null verschieden angesehen werden, jenseits von r_1 ist $\phi_{tR} \approx 0$. Wie man aus Abb. 3 ersieht, ist der thermische Neutronenfluß im Endreflektor nur in einer Schicht von 10 - 15 cm von der Kernoberfläche wesent-

lich von null verschieden. Bezeichnen wir mit a den Abstand der Ionisationskammer von der Kernoberfläche, so gilt aus diesem Grunde

$$a \gg 1/\mu_{ZR} - \mu_1 \quad (2.16.)$$

$$a \gg 1/\nu_{ZR} - \mu_1 \quad (2.17.)$$

wenn μ_1 der Schwächungsquerschnitt für Gammastrahlung im Reflektor ist. Da ferner $a \gg r_1$ ist, ergibt sich für den primären Gammafluß aus dem Endreflektor die in Anhang I hergeleitete Formel

$$\phi_{KPr} = 0,108 \cdot K \cdot N \cdot \sum_c \frac{r_1^2}{a^2} e^{-b_1} \left\{ \frac{S_{RF}}{m} \left(1 + \frac{2}{ma}\right) - \frac{G}{n} \left(1 + \frac{2}{na}\right) \right\} \quad (2.18.)$$

Dabei ist

$$b_1 = \mu_2 d_2 + \mu_1 d_1 \quad (2.19.)$$

$$\text{und} \quad m = \mu_{ZR} - \mu_1; \quad n = \nu_{ZR} - \mu_1 \quad (2.20.)$$

N ist die Zahl der pro Neutroneneinfang emittierten Gammaquanten, \sum_c der Einfangquerschnitt für Neutronen im Reflektor, K ist der schon in Abschnitt 2.1.1. benutzte radiale Korrekturfaktor, μ_2 der totale Schwächungsquerschnitt der Gammastrahlung in Blei, d_2 die Dicke der Bleiabschirmung und d_1 die Dicke der Wasserschicht zwischen der Bleiabschirmung und der Oberfläche des Reaktorkerns.

Zur Berücksichtigung der Sekundärstrahlung kann man wieder einen Aufbaufaktor nach Formel (2.9.), bestehend aus der Summe zweier Exponentialfunktionen einführen. Hiermit ergibt sich anstelle von Formel (2.18.) wenn man berücksichtigt, daß $a_1 \approx \mu_1$; $a_2 \mu \ll \mu_{ZR}$, ν_{ZR} ist:

$$\phi_{\gamma} = \phi_{\gamma \text{Pr}} \cdot \sum_{\ell=1}^2 \sum_{m=1}^2 A_{\ell}^{(1)} A_m^{(2)} e^{-\beta_{\ell m}} \quad (2.21.)$$

mit

$$\beta_{\ell m} = \alpha_{\ell}^{(1)} \mu_1 d_1 + \alpha_m^{(2)} \mu_2 d_2 \quad (2.22.)$$

Bei Verwendung der in Abschnitt 3, Tab. 3.1., zusammengestellten Parameter für einen kritischen Reaktorkern ergibt sich für eine Gammastrahlung von rund 2 MeV Energie

$$\phi_{\gamma} = L \cdot 1,304 \cdot 10^3 \text{ g/cm}^2 \text{ s W}$$

als Anteil der im Endreflektor entstehenden Einfang-Gammastrahlung in der Ionisationskammer, wenn L die Reaktorleistung ist.

2.1.3. Zusammenstellung:

In den folgenden Tabellen sind die Anteile der Gammastrahlungs-Flüsse in den Ionisationskammern zusammengestellt. Die Werte sind mit Hilfe der Dosiskonversionsfaktoren D ¹⁾ auf das Maß r/h umgerechnet.

Tab. 2.8.: Prompte Spaltungs-Gammastrahlung in der Ionisationskammer

E (MeV)	S_V/L (MeV/cm ³ sW)	ϕ/S_V (cm)	ϕ/L (MeV/cm ² sW)	D ($\frac{r/h}{\text{MeV/cm}^2 \text{ s}}$)	ϕ/L (r/h W)
1	14,1 · 10 ⁵	15,9 · 10 ⁻⁴	2,24 · 10 ³	1,93 · 10 ⁻⁶	4,32 · 10 ⁻³
2	12,6 · 10 ⁵	81,4 · 10 ⁻⁴	10,25 · 10 ³	1,62 · 10 ⁻⁶	16,61 · 10 ⁻³
4	4,23 · 10 ⁵	153 · 10 ⁻⁴	6,47 · 10 ³	1,32 · 10 ⁻⁶	8,54 · 10 ⁻³
6	1,046 · 10 ⁵	168 · 10 ⁻⁴	1,76 · 10 ³	1,18 · 10 ⁻⁶	2,08 · 10 ⁻³

Spaltungs-Gammastrahlung gesamt: 31,55 · 10⁻³

¹⁾ ANL - 5800, Tab. 7-15, S. 474

Tab. 2.9.1.: Prompte Einfang-Gammastrahlung Kern

E (MeV)	S_v/L (MeV/cm ³ s W)	ϕ/S_v (cm)	ϕ/L (MeV/cm ² sW)	$\frac{D}{\left(\frac{r/h}{\text{MeV/cm}^2\text{s}}\right)}$	ϕ/L (r/h W)
1	$2,52 \cdot 10^5$	$15,9 \cdot 10^{-4}$	$0,40 \cdot 10^3$	$1,93 \cdot 10^{-6}$	$0,77 \cdot 10^{-3}$
2	$4,53 \cdot 10^5$	$81,4 \cdot 10^{-4}$	$3,69 \cdot 10^3$	$1,57 \cdot 10^{-6}$	$5,79 \cdot 10^{-3}$
4	$1,60 \cdot 10^5$	$153 \cdot 10^{-4}$	$2,45 \cdot 10^3$	$1,32 \cdot 10^{-6}$	$3,23 \cdot 10^{-3}$
6	$0,49 \cdot 10^5$	$168 \cdot 10^{-4}$	$0,82 \cdot 10^3$	$1,18 \cdot 10^{-6}$	$0,97 \cdot 10^{-3}$
8	$0,62 \cdot 10^5$	$148 \cdot 10^{-4}$	$0,92 \cdot 10^3$	$1,10 \cdot 10^{-6}$	$1,01 \cdot 10^{-3}$

Tab. 2.9.2.: Prompte Einfang-Gammastrahlung Reflektor

E (MeV)	S_v/L (MeV/cm ³ s W)	ϕ/S_v (cm)	ϕ/L (MeV/cm ² sW)	$\frac{D}{\left(\frac{r/h}{\text{MeV/cm}^2\text{s}}\right)}$	ϕ/L (r/h W)
2,23			$2,908 \cdot 10^3$	$1,57 \cdot 10^{-6}$	$4,57 \cdot 10^{-3}$

Einfang-Gammastrahlung gesamt: $16,34 \cdot 10^{-3}$

Der prompte, der momentanen Reaktorleistung proportionale Strahlungsanteil beträgt demnach:

$$\phi_{\text{prompt}} = 47,9 \text{ mr/h W}$$

Tab. 2.10.: Verzögerte Spaltprodukt-Gammastrahlung am
Ort der Ionisationskammern bei Reaktorbetrieb
und Gleichgewichtskonzentration der Spaltprodukte

E (MeV)	S_v/L (MeV/cm ³ sW)	ϕ/S_v (cm)	ϕ/L (MeV/cm ² sW)	$\frac{D}{\left(\frac{r/h}{\text{MeV/cm}^2\text{s}}\right)}$	ϕ/L (mr/h W)
1	$16,1 \cdot 10^5$	$15,9 \cdot 10^{-4}$	$2,56 \cdot 10^3$	$1,93 \cdot 10^{-6}$	4,94
2	$7,5 \cdot 10^5$	$81,4 \cdot 10^{-4}$	$6,11 \cdot 10^3$	$1,62 \cdot 10^{-6}$	9,90
3	$5,4 \cdot 10^5$	$130 \cdot 10^{-4}$	$7,02 \cdot 10^3$	$1,43 \cdot 10^{-6}$	10,04

Spaltprodukt-Gammastrahlung bei Betrieb

insgesamt: $24,9 \text{ mr/hW}$

also

$$\phi_{\text{verz.}} = 24,9 \text{ mr/hW}$$

Entsprechend ergibt sich:

nach 100 sec.	Abschaltdauer:	8,6	mr/hW
nach 1 Stunde	"	:	3,49 mr/hW
nach 1 Tag	"	:	0,99 mr/hW
nach 7 Tagen	"	:	0,55 mr/hW

2.2. Berechnung des Spaltprodukt-Gammaflusses am Ort der Anfahr-Spaltkammern

Die Spaltkammern befinden sich in einer Bleiabschirmung von 3,2 cm Dicke seitlich vom Reaktorkern und zwar 39,5 cm oberhalb der Mittelebene des aktiven Teils.

Zur Berechnung des Gammaflusses der Spaltprodukte im Kern wird wieder eine gleichmäßige Verteilung der Gammastrahlungsquellen im Bereich des Reaktorkerns angesetzt. Dann gilt für den primären Gammafluß in der Spaltkammer ¹⁾

$$\Phi_{\text{Sp}} = S_v \frac{r_0^2}{4(a+z)} \{ F(\Theta_2, b_2) - F(\Theta_1, b_2) \} \quad (2.23.)$$

Darin bedeutet:

$$F(\Theta, b) = \int_0^\Theta e^{-b \sec \Theta} d\Theta \quad (2.24.)$$

$$b_2 = b_1 + \mu_k \cdot z \quad (2.25.)$$

$$b_1 = \mu_1 d_1 + \mu_2 d_2 \quad (2.26.)$$

$$\Theta_1 = \arctg \frac{c - h/2}{a} ; \quad \Theta_2 = \arctg \frac{c + h/2}{a} \quad (2.27.)$$

r_0 : Radius des zylindrischen Reaktorkerns

h : Höhe " " "

a : horizontaler Abstand Spaltkammer - Oberfläche Kern

μ_k : totaler Schwächungsquerschnitt für Gammastrahlung im Kern

¹⁾ Ableitung bei Rockwell loc. cit. Kap. 9, Nr. I-6.1., S 360

- μ_1 : totaler Schwächungsquerschnitt für Gammastrahlung
in Wasser
- μ_2 : totaler Schwächungsquerschnitt für Gammastrahlung
in Blei
- d_1 : Wasserschichtdicke (13,0 cm)
- d_2 : Bleischichtdicke (3,2 cm)
- z : "Selbstabsorptionsdistanz" (zur Definition siehe
Rockwell loc. cit.)
- c : Höhe des Meßpunktes über der horizontalen Mittelebe-
ne des Kerns

Für $y \ll b$ gilt unabhängig von Θ in guter Näherung

$$F(\Theta, b+y) \approx e^{-y} F(\Theta, b) \quad (2.28.)$$

Da $\mu_k z \ll b_1$ ist, kann Formel (2.23.) vereinfacht in der
Form

$$\phi_{\text{gpr}} = S_v \frac{r_0^2}{4(\alpha+z)} e^{-\mu_k z} \{ F(\Theta_2, b_1) - F(\Theta_1, b_1) \} \quad (2.29.)$$

geschrieben werden.

Die Berücksichtigung der Sekundärstrahlung mit Hilfe eines
Aufbaufaktors in der gleichen Art, wie er in Abschnitt
2.1. benutzt wurde, ergibt

$$\phi_k = S_v \frac{r_0^2}{4(\alpha+z)} B_k B_0 \{ F(\Theta_2, b_1) - F(\Theta_1, b_1) \} \quad (2.30.)$$

mit
$$B_k = \sum_{i=1}^2 A_i^{(k)} e^{-\mu_i^{(k)} z} \quad (2.31.)$$

$$B_0 = \sum_{\ell=1}^2 \sum_{m=1}^2 A_\ell^{(1)} A_m^{(2)} e^{-\beta_{\ell m}} \quad (2.32.)$$

und
$$\beta_{\ell m} = a_\ell^{(1)} \mu_1 d_1 + a_m^{(2)} \mu_2 d_2 \quad (2.33.)$$

In Formel (2.30.) ist von der Tatsache Gebrauch gemacht, daß die $B_{lm} \ll b_l$ sind.

Die Anwendung dieser Formel ergibt folgende Werte für den Gammafluß in der Spaltkammer:

Tab. 2.11.: Verzögerte Spaltprodukt-Gammastrahlung in den
Anfahr-Spaltkammern bei Reaktorbetrieb und
Gleichgewichtskonzentration der Spaltprodukte

E (MeV)	S_V/L (MeV/cm ³ sW)	ϕ/S_V (cm)	ϕ/L (MeV/cm ² sW)	D $(\frac{r/h}{\text{MeV/cm}^2\text{s}})$	ϕ/L (r/h W)
1	$16,1 \cdot 10^5$	$9,60 \cdot 10^{-2}$	$1,55 \cdot 10^5$	$1,93 \cdot 10^{-6}$	0,299
2	$7,5 \cdot 10^5$	$18,32 \cdot 10^{-2}$	$1,37 \cdot 10^5$	$1,62 \cdot 10^{-6}$	0,222
3	$5,4 \cdot 10^5$	$20,35 \cdot 10^{-2}$	$1,10 \cdot 10^5$	$1,43 \cdot 10^{-6}$	0,157

Spaltprodukt-Gammastrahlung bei Betrieb insgesamt: 0,678 r/hW

Entsprechend ergibt sich:

nach 100 sec	Abschaltdauer:	0,24	r/hW
nach 1 Stunde	"	: 0,11	"
nach 1 Tag	"	: 0,034	"
nach 1 Woche	"	: 0,017	"

3. Räumliche Verteilung des Neutronenflusses

In den Abb. 2, 3, 4, und 5 sind die räumlichen Verteilungen des makroskopischen Neutronenflusses für 2 kritische und 2 unterkritische Reaktorkerne dargestellt. Die Kurven für die kritischen Reaktorkerne (Abb. 2 und 3) sind nach der Zweigruppen-Diffusionstheorie unter Annahme eines zylindrischen Reaktorkerns berechnet, wobei der heterogene Kern

ohne Berücksichtigung einer Anisotropie der Diffusionskoeffizienten in üblicher Weise homogenisiert wurde.

Die in Abb. 2 dargestellten radialen Verteilungen beziehen sich einmal auf den kalten, unvergifteten Reaktorkern, der nach Messung an der subkritischen Anlage in Aldermaston eine kritische Masse von 2640 g Uran-235 hat. Dies entspricht einem zylindrischen Kern mit einem Radius von 17,4 cm. Bei der Berechnung der Flußverteilung wurde die thermische Nutzung im Reaktorkern so angepaßt, daß die kritische Gleichung für $r_0 = 17,4$ cm erfüllt ist.

Die zweite in Abb. 2 dargestellte Flußverteilung bezieht sich auf den in der vorstehenden Berechnung zugrunde gelegten Reaktorkern mit einem Radius von $r_0 = 20$ cm. Dies entspricht einer Kernladung mit 3487 g Uran-235. Dieser Kern ist bei ausgefahrenen Kontrollstäben gerade dann kritisch, wenn er zu 5,85 % homogen vergiftet ist.

Abb. 3 zeigt die Flußverteilung in der Symmetrieachse des Reaktors, falls die Kontrollstäbe ganz ausgefahren sind. Die schnelle Flußdichte ist in dieser Darstellung in der Achse auf 1 normiert. Der axiale Flußverlauf ist für die beiden Kerne der Abb. 2 praktisch gleich.

Abb. 4 und 5 zeigen den Flußverlauf in der Symmetrieachse eines Reaktorkerns, der durch Einfahren des Grobkontrollstabes unterkritisch gemacht wurde. Der Neutronenfluß ist in diesem Falle der Quellstärke der im Kern installierten Neutronenquelle proportional. Der Maßstab der Abbildungen ist auf eine Flächenquellstärke der Neutronenquelle von $1 \text{ n/cm}^2\text{s}$ bezogen.

Die Neutronenquellen des Merlin-Kerns befinden sich im unteren Wasserreflektor etwa 8,3 cm unterhalb der Grenzfläche des aktiven Teils des Kerns. Jedes Brennelement besitzt

eine Antimon-Beryllium-Neutronenquelle mit einer Emission von $3,5 \cdot 10^6 \text{ n/s}^{1)}$. Die Gesamtheit der Neutronenquellen kann näherungsweise als eine kreisförmige Flächenquelle mit der Flächenquellstärke

$$S_F = 6,03 \cdot 10^4 \text{ n/cm}^2\text{s}$$

angesehen werden, deren Durchmesser dem des Reaktorkerns gleich ist.

Die Kurven der Abb. 4 und 5 wurden nach einem Dreigruppen-Diffusionsansatz (1. schnelle und epithermische Spaltneutronen, 2. Quellneutronen, 3. thermische Neutronen) berechnet. Abb. 4 stellt den Flußverlauf bei vollständig eingefahrenem Grobkontrollstab dar, wobei der Kern 5 % unterkritisch ist. Abb. 5 zeigt entsprechend den Flußverlauf, wenn der Grobkontrollstab nur 30 % eingefahren ist. Hierbei hat der Reaktorkern eine negative Reaktivität von ungefähr 1 %. Die zugehörigen radialen Flußverteilungen sind ähnlich, wie die in Abb. 2 dargestellten, lediglich in der Nähe des Kontrollstabes ist der thermische Fluß stark deformiert. Im Bereich des Reflektors jedoch ist die radiale Flußverteilung mit und ohne Kontrollstab nahezu gleich.

Den Neutronenfluß außerhalb der Mittelebene und der Symmetrieachse des Kerns kann man näherungsweise durch Produktbildung der axialen und radialen Flußwerte erhalten. Dabei ist zu beachten, daß bei der Produktbildung der zugehörige axiale Flußwert im Zentrum auf 1 normiert sein muß. Zur Berechnung des thermischen Flusses müssen deshalb die aus Abb. 3 zu entnehmenden Werte für den thermischen Fluß mit $1/0,392$ multipliziert werden, während die Werte für den schnellen Fluß direkt entnommen werden können, da der schnelle Fluß in Abb. 3 bereits entsprechend normiert ist.

Der Produktansatz liefert verhältnismäßig genaue Werte für den Neutronenfluß innerhalb des Reaktorkerns (maximaler Fehler des thermischen Flusses im Eckgebiet des Kerns etwa +10%) und im Reflektor in Umgebung der Achse bzw. der Mittelebene. Größere Fehler ergeben sich im Gebiet des Eckreflektors ($r > r_0$, $z > h/2$). Hier liefert der Produktansatz für den thermischen Fluß zu hohe und für den schnellen Fluß zu niedrige Werte. Der Fehler wächst mit zunehmender Entfernung von der Ecke des Reaktorkerns rasch an. Angenäherte Korrekturfaktoren kann man aus seiner Arbeit von R.M. Pearce ¹⁾ entnehmen, welcher die Berechnung der Flußverteilung durch numerische Integration der 2-Gruppen-Diffusionsgleichungen für einen ähnlichen Reaktorkern enthält.

Der Flußverlauf im Endreflektor hat die Form

$$\phi_{sR} = R(r) \cdot F e^{-\mu_{zR}(z-z_0)} \quad (3.1.)$$

und

$$\phi_{tR} = R(r) \left\{ S_R \phi_{sR} - G e^{-\nu_{zR}(z-z_0)} \right\} \quad (3.2.)$$

Dabei ist $\mu_{zR}^2 = 1/L_{br}^2 + \mu_{rK}^2$, $\nu_{zR}^2 = 1/L_t^2 + \mu_{rK}^2$

und

$$S_R = \frac{\sum_{br}}{D_t (1/L_t^2 - 1/L_{br}^2)} \quad (3.2a)$$

wenn L_{br} die Abbremslänge, L_t die thermische Diffusionslänge, D_t der thermische Diffusionskoeffizient und \sum_{br} der Abbremsquerschnitt für schnelle Neutronen im Reflektor ist. μ_{rK} ist die radiale Flußwölbung im Kern. Die Größe der Konstanten F und G hängt besonders beim unterkritischen Reaktor empfindlich von der Kontrollstabstellung ab. Bei

¹⁾ Pearce, R.M. CRRP-728 (1957)

festgehaltener Kontrollstabstellung sind sie im kritischen Zustand der Reaktorleistung proportional, im unterkritischen Reaktor hingegen der Quellstärke der im Kern befindlichen Neutronenquelle.

Die radiale Funktion R in Formel (3.1.) und (3.2.) ist bei ausgefahrenem Grobkontrollstab

$$R(r) = J_0(\mu_{rk} r) \quad (3.3.)$$

für $0 < r < r_0$ und

$$R(r) \approx C_1 \cdot K_0(\mu_{rk} r) \quad (3.4.)$$

für $r > r_0$ (C_1 und μ_{rk} sind Konstanten, J_0 die Besselsche Funktion nullter Ordnung und K_0 die modifizierte Besselsche Funktion nullter Ordnung). Für die Zwecke der Berechnung der Einfang-Gammastrahlung kann der radiale Verlauf nach Formel (3.4.) auch näherungsweise beschrieben werden, indem man den Gültigkeitsbereich der Formel (3.3.) bis zur ersten Nullstelle der Besselfunktion nullter Ordnung erweitert und jenseits dieser Nullstelle $R = 0$ setzt.

Bei eingefahrenem zentralen Kontrollstab tritt anstelle von (3.3.) ein radialer Verlauf in Form

$$R(r) = A J_0(\mu_{rk}^* r) + B Y_0(\mu_{rk}^* r) \quad (3.5.)$$

wobei μ_{rk}^* eine modifizierte Flußwölbung $\mu_{rk}^* > \mu_{rk}$ ist. Y_0 ist die Neumannsche Funktion und A und B sind Konstanten, deren Größe von der Absorption des Kontrollstabs abhängt. Die Funktion (3.5.) weicht von (3.3.) stark in der Nähe des Kontrollstabs ab, mit zunehmender Entfernung vom Kontrollstab werden die Unterschiede geringer und im Reflektor hat der Flußverlauf im wesentlichen die Form der Gleichung (3.4.), wobei sich die Konstanten C_1 in beiden Fällen nur

wenig unterscheiden.

Da ν_{zR} wesentlich größer als μ_{zR} ist, ist in größerer Entfernung von der Kernoberfläche der zweite Summand in Formel (3.2.) gegen den ersten vernachlässigbar und es gilt

$$\Phi_{+R} = S_R \cdot \Phi_{sR} \quad (3.6.)$$

Dies bedeutet, daß in größerer Entfernung von der Grenzfläche der thermische Neutronenfluß durch die lokale Abbremsung des schnellen Neutronenflusses gegeben ist.

In der folgenden Tabelle sind die in Formel (3.1.) und (3.2.) auftretenden Konstanten zusammengestellt, und zwar

1. für den kritischen Reaktorkern mit einem Radius von 20 cm,
2. für den 5 % unterkritischen Reaktorkern mit voll eingefahrenem Grobkontrollstab,
3. für den etwa 1 % unterkritischen Reaktorkern mit 30 % eingefahrenem Grobkontrollstab

Tab. 3.1.: Konstanten verschiedener Reaktorkerne

ξ (%)	0	-5%	- 1 %
μ_{zR} (cm ⁻¹)	0,1946	0,2020	0,2020
ν_{zR} (cm ⁻¹)	0,3607	0,3647	0,3647
μ_{rK} (cm ⁻¹)	0,0828		
F (n/cm ² s)	L . 1,005.10 ⁷	$S_F \cdot 0,07402$	$S_F \cdot 0,5736$
G (n/cm ² s)	L . 2,279.10 ⁷	$S_F \cdot 0,1690$	$S_F \cdot 1,310$
S_R	3,01	3,01	3,01

(L: Reaktorleistung in Watt, S_F Flächenquellstärke der Neutronenquelle in n/cm²s)

Für große Entfernungen von der Kernoberfläche ist die Darstellung des schnellen Neutronenflusses im Wasserreflektor

durch die Zweigruppen-Theorie nicht mehr brauchbar. Der Grund hierfür ist, daß größere Wasserschichtdicken nur von solchen Neutronen durchdrungen werden, die unterwegs keine Stöße mit Protonen erfahren. Nach einem Zusammenstoß mit einem Proton vermindert sich die freie Weglänge wegen des großen mittleren Energieverlustes so erheblich, daß die Thermalisierung in unmittelbarer Umgebung des ersten Zusammenstoßes erfolgt. In größerer Entfernung von der Quelle überwiegt in der schnellen Neutronengruppe deshalb der nichtasymptotische und durch den Diffusionsansatz nicht erfaßte ungestreute Neutronenfluß, der durch einen Punktquellen-Integralkern der Form $e^{-\Sigma r}/4\pi r^2$ beschrieben wird. Messungen an der ORNL-Bulk Shielding Facility ergeben, daß mit einem Wert von $\Sigma = 0,103 \text{ cm}^{-1}$ die Schwächung des schnellen Neutronenflusses in Wasser über größere Strecken hinreichend genau dargestellt werden kann.¹⁾

Den ungestreuten Spaltneutronenfluß im Punkt P_2 erhält man durch Anwendung von Formel (2.8), wobei man $b_1 = \Sigma a$ und $b_2 = b_1 + \Sigma_K h$ einzusetzen hat. Für die Volumquellstärke S_v setzen wir die mittlere Quellstärke der Spaltneutronen im Kern:

$$S_v = \nu \cdot \Sigma_{sp} \bar{\Phi}_{tk} \quad (3.7)$$

ein, wobei Σ_{sp} der Spaltquerschnitt im Kern, ν die Zahl der pro Spaltung emittierten Neutronen und $\bar{\Phi}_{tk}$ der mittlere thermische Neutronenfluß im Kern ist.

Die Detektoren mit ihrer Bleiabschirmung stellen eine Störung des Neutronenflusses dar, welche dazu führt, daß am Meßpunkt das Verhältnis $\Phi_t/\Phi_s = S_R$ nicht mehr erfüllt ist. Innerhalb der Bleiabschirmung findet praktisch keine Thermalisierung schneller Neutronen statt. Eine Abbremsung

¹⁾ Rockwell loc. cit. Kap. 3, S. 70

schneller Neutronen erfolgt in Blei nur durch unelastische Stöße, jedoch nur bis herunter zu Energien von etwa 1 MeV, welches die Einsatzschwelle für unelastische Stöße ist. Im Sinne der Zweigruppentheorie verbleiben also die Neutronen innerhalb der Bleiabschirmung in der schnellen Gruppe, d. h. der Flußverlauf der schnellen Neutronengruppe bleibt praktisch ungestört. Der thermische Neutronenfluß dagegen erfährt in der Bleiabschirmung wegen der fehlenden Abbremsung eine merkliche Absenkung. Die Berechnung des Absenkeffekts für eine zylindrische Bleiabschirmung ist im Anhang II durchgeführt.

3.1. Berechnung des thermischen Neutronenflusses in den Ionisationskammern

Bei Verwendung der Formeln (2.3) und (3.7) ergibt sich mit $\nu = 2,47$, $\Sigma_{sp} = 0,0588 \text{ cm}^{-1}$, $\Sigma = 0,103 \text{ cm}^{-1}$, $\Sigma_k = 0,0679 \text{ cm}^{-1}$ ¹⁾, $\bar{\phi}_{tK} = L \cdot 0,698 \cdot 10^7 \text{ n/cm}^2 \text{ sW}$ (vergl. Abschn. 2.0.3.1) und $a = 70 \text{ cm}$ für den schnellen Neutronenfluß im Punkt P_2 auf der Kernachse:

$$\phi_s (P_2) = L \cdot 0,168 \cdot 10^3 \text{ n/cm}^2 \text{ sW}$$

(L = Reaktorleistung). Die radiale Versetzung des Meßpunktes berücksichtigen wir durch die K-Funktion für eine Flächenquelle, die schon in Abschn. 2. benutzt wurde. Mit $K = 0,675$ ergibt sich für den schnellen Fluß im Meßpunkt

$$\phi_s = L \cdot 0,113 \cdot 10^3 \text{ n/cm}^2 \text{ sW}$$

und hieraus für den ungestörten thermischen Fluß nach Formel (3.6)

$$\phi_{t0} = L \cdot 0,341 \cdot 10^3 \text{ n/cm}^2 \text{ sW}$$

Um die in Anhang II abgeleitete Formel für die Absenkung des thermischen Flusses in einer zylindrischen Bleiabschir-

¹⁾ Der Volumanteil von Wasser im Kern beträgt 65,9 %, also $\Sigma_k = 0,659 \cdot 0,103 \text{ cm}^{-1}$. Der Aluminium- und Urananteil ist für die Schwächung schneller Neutronen vernachlässigbar.

mung anwenden zu können, ersetzen wir die Bleiabschirmung der Ionisationskammer, deren horizontaler Querschnitt aus Abb. 1 zu ersehen ist, durch einen äquivalenten Bleizylinder, dessen Durchmesser so gewählt sind, daß die einander entsprechenden Flächen gleich sind (äquivalenter Zylinder: Innenradius $r_i = 10,4$ cm, Außenradius $r_a = 15,1$ cm). Mit dem errechneten Absenkfaktor $\phi_t/\phi_{t0} = 0,671$ ergibt sich für den thermischen Neutronenfluß in den Ionisationskammern

$$\phi_t = L \cdot 229 \text{ n/cm}^2 \text{ s W.}$$

3.2. Berechnung des thermischen Neutronenflusses in den Spaltkammern

Der Meßpunkt der Spaltkammern befindet sich gemessen vom Mittelpunkt des Reaktorkerns bei $z_1 = 39,5$ cm und $r_1 = 37,8$ cm. Der schnelle Neutronenfluß im Meßpunkt ist näherungsweise durch den Produktsatz

$$\phi_s(r_1, z_1) = R(r_1) \cdot F \cdot e^{-\mu_{2n}(z_1 - z_0)} \quad (3.11.)$$

gegeben. Ein Vergleich des Produktsatzes mit den von Pearce durch numerische Integration der Diffusionsgleichungen ermittelten Werten ergibt, daß für die Koordinaten des Meßpunkts der Produktansatz rund 2,4-fach zu niedrige Werte für den schnellen Fluß liefert. Der ungestörte thermische Fluß im Meßpunkt ergibt sich mit hinreichender Genauigkeit aus Formel (3.6.). Der wahre thermische Neutronenfluß in den Spaltkammern ist also durch

$$\phi_t = \alpha \cdot 2,4 \cdot S_R R(r_1) \cdot F \cdot e^{-\mu_{2n}(z_1 - z_0)} \quad (3.12.)$$

gegeben, wenn $\alpha = \phi_t/\phi_{t0}$ der Absenkungsfaktor für den thermischen Fluß in der Bleiabschirmung der Spaltkammern ist.

Die Berechnung des Absenkungsfaktors in analoger Weise wie in Abschnitt 3.1. (äquivalente Radien des Bleizylinders: $r_i = 3,3$ cm, $r_a = 6,5$ cm) ergibt

$$\alpha = 0,797$$

Unter Verwendung der Werte in Tab. 3.1. ergibt sich für den thermischen Neutronenfluß in den Spaltkammern

1. für den kritischen Reaktorkern mit einem Radius von 20 cm:

$$\phi_t = L \cdot 1,07 \cdot 10^5 \text{ n/cm}^2\text{s W}$$

2. für den unterkritischen Reaktorkern mit voll eingefahrenem Kontrollstab und einer Flächenquellstärke der Neutronenquelle von $6,03 \cdot 10^4 \text{ n/cm}^2\text{s}$: $\phi_t = 44,5 \text{ n/cm}^2\text{s}$

3. für den unterkritischen Reaktorkern mit 30 % eingefahrenem Kontrollstab:
 $\phi_t = 345 \text{ n/cm}^2\text{s}.$

4. Schlußfolgerungen:

4.1. Abschaltkanal

Nach den Ergebnissen von Abschnitt 2.1. herrscht in den Ionisationskammern ein Gammastrahlungs-Fluß von

a) prompter Gammafluß: $\phi_{g1} = L \cdot 47,9 \cdot 10^{-3} \text{ r/hW}$

b) verzögerter Gammafluß: $\phi_{g2} = L \cdot 24,9 \cdot 10^{-3} \text{ r/hW}$

Mit der in Tab. 1.1. angegebenen Gammaempfindlichkeit der Ionisationskammer RC1 ergibt sich bei der maximalen Reaktorleistung von 5 MW ein maximaler Gamma-Ionisationsstrom von rund $2,2 \cdot 10^{-6} \text{ A}$, was hinreichend weit unterhalb des Sättigungsstroms der Ionisationskammer liegt.

Der von der verzögerten Gammastrahlung herrührende Ionisationsstrom beträgt

$$I_{\gamma \text{ verz}} = L \cdot 0,15 \cdot 10^{-12} \text{ A/W.}$$

Entsprechend ist der Anteil des Ionisationsstroms, herrührend von der prompten Gammastrahlung

$$I_{\gamma \text{ prompt}} = L \cdot 0,29 \cdot 10^{-12} \text{ A/W.}$$

Für den Ionisationsstrom, herrührend von den thermischen Neutronen, ergibt sich aus dem in Abschnitt 3.1. errechneten Wert

$$I_n = L \cdot 1,15 \cdot 10^{-12} \text{ A/W.}$$

Für das Verhältnis des "verzögerten" Ionisationsstroms zum "prompten" Ionisationsstrom in den Kammern des Abschaltkanals ergibt sich also bei Gleichgewichtskonzentration der Spaltprodukte:

$$\frac{I_{\text{verz}}}{I_{\text{prompt}}} = 10,4 \% \quad (4.1.)$$

wenn I_{prompt} der von den Neutronen und der prompten Gammastrahlung herrührende "prompte" Ionisationsstrom ist.

Im übrigen wird die Sicherheit des Reaktors in Bezug auf die Leistungsabschaltung durch die verzögerte Gamma-Strahlung nicht beeinträchtigt, wenn die Schwellwerteinstellung für die Leistungsabschaltung zu Beginn für den unvergifteten Reaktorkern festgelegt wird. Die mit zunehmender Vergiftung auftretende Spaltprodukt-Gammastrahlung bewirkt dann lediglich eine Abschaltung bei einer Reaktorleistung, die bis zu 10 % geringer ist, als ursprünglich eingestellt.

4.2. Anfahrkana1

Nach den Ergebnissen in Abschnitt 2.2. beträgt der Spaltprodukt-Gammafluß bei längerem Reaktorbetrieb bei einer Leistung von 5 MW

1. während des Betriebs	$\phi_k = 3,4 \cdot 10^6$ r/h
2. nach 100 s Abschaltdauer	$\phi_k = 1,2 \cdot 10^6$ "
3. nach 1 h Abschaltdauer	$\phi_k = 0,55 \cdot 10^6$ "
4. nach 1 Tag Abschaltdauer	$\phi_k = 0,17 \cdot 10^6$ "
5. nach 7 Tagen Abschaltdauer	$\phi_k = 0,08 \cdot 10^6$ "

Da der höchstzulässige Gammastrahlungs-Pegel während des Betriebs der Spaltkammer etwa 10^6 r/h beträgt, ist beim Wiederanfahren des Reaktors unter Umständen eine mehrstündige Abschaltpause erforderlich, falls der Reaktor bei seiner maximalen Leistung gefahren wurde.

Aus dem in Abschnitt 3.2. berechneten Neutronenfluß in der Spaltkammer und der in Tab. 1.3. angegebenen Empfindlichkeit von 0,12 Imp/s pro Einheitsfluß ergeben sich folgende Impulsraten:

1. für den kritischen Reaktor: I.R. = $L \cdot 12,8 \cdot 10^3$ Imp/sW
2. bei voll eingefahrenem Grobkontrollstab ($\rho = -5\%$) I.R. = 5,3 Imp/s
3. bei 30 % eingefahrenem Grobkontrollstab ($\rho \approx -1\%$) I.R. = 41,4 Imp/s

Eine zuverlässige Anzeige setzt demnach bei einer negativen Reaktivität zwischen 2 und 3 % ein. Beim kritischen Reaktor kann eine Leistung von rund 1 mW noch einigermaßen zuverlässig gemessen werden.

A n h a n g I

Einfang-Gammastrahlung aus dem Endreflektor eines zylindrischen Reaktorkerns

Es soll der Einfang-Gammastrahlungsfluß im Punkt P_2 (Abb.1) auf der Achse eines zylindrischen Reaktorkerns ermittelt werden.

Die Volumquellstärke der Gammastrahlung ist durch

$$S_v = N \Sigma_c \cdot \phi_t \quad (I.1.)$$

gegeben, wobei Σ_c der Einfangquerschnitt für Neutronen, N die Zahl der pro Einfang emittierten Gammaquanten und ϕ_t die thermische Neutronenflußdichte ist.

Die thermische Neutronenflußdichte im Endreflektor ist in guter Näherung in der Form

$$\phi_{tr} = J_0(\mu_{rk} r) \{ S_R F e^{-\mu_{2R} z} - G e^{-\nu_{2R} z} \} \quad (I.2.)$$

für $\mu_{rk} \cdot r < 2,405$ und $\phi_{tr} \approx 0$ für $\mu_{rk} \cdot r > 2,405$ darstellbar (S_R , F und G sind Konstanten, z der Abstand von der Kernoberfläche). Dann gilt für den primären Gammafluß in Punkt P_2

$$\phi_{gpr} = \frac{1}{2} \int_0^a \int_0^{r_1} S_v \frac{e^{-b \sec \Theta}}{s^2} r dr dz \quad (I.3.)$$

mit

$$\sec \Theta = \frac{\sqrt{r^2 + z^2}}{z} \quad ; \quad s = \sqrt{r^2 + z^2} \quad (I.4.)$$

und

$$b = \mu_2 d_2 + \mu_1 (d_1 - a) + \mu_1 z \quad (I.5.)$$

Dabei bedeutet

μ_1 : totaler Schwächungsquerschnitt für Gammastrahlung in Wasser

μ_2 : totaler Schwächungsquerschnitt für Gammastrahlung in Blei

d_1 : Dicke der Wasserschicht

d_2 : Dicke der Bleiabschirmung

a : axialer Abstand des Punktes P_2 von der Reaktoroberfläche

z : axialer Abstand des Aufpunktes von P_2 , d. h.
 $z = a - z$

$$r_1 = \frac{2,405}{\mu_{rK}}$$

In Formel (I.3.) ist vorausgesetzt, daß die Bleiabschirmung des Detektors in P_2 nicht in den Bereich hineinragt, in dem der thermische Neutronenfluß des Endreflektors relativ große Werte hat.

Entwickelt man $1/g^2$ und $\sec\theta$ nach Potenzen von r/a und z/a und vernachlässigt alle quadratischen Glieder, was berechtigt ist, wenn folgende Voraussetzungen erfüllt sind:

$$a \gg r_1; a \gg 1/\mu_{zR} - \mu_1; a \gg 1/\nu_{zR} - \mu_1 \quad (I.6.)$$

so erhält man

$$\Phi_{Pr} = \frac{N \Sigma_c}{2a^3} e^{-b_1} \int_0^{r_1} J_0(\mu_{rK} r) r dr \int_0^{z_0} \left(1 + \frac{2z}{a}\right) \left\{ S_R F e^{-\mu_{zR} z} - G e^{-\nu_{zR} z} \right\} e^{\mu_1 z} dz \quad (I.7.)$$

mit

$$b_1 = \mu_2 d_2 + \mu_1 a \quad (I.8.)$$

Mit den Abkürzungen

$$m = \mu_{zR} - \mu_1; \quad n = \nu_{zR} - \mu_1 \quad (I.9.)$$

ergibt sich hieraus

$$\phi_{pr} = 0,108 \ N \sum_c \frac{r_i^2}{a^2} e^{-b_1} \left\{ \frac{S_{RF}}{m} \left(1 + \frac{2}{ma}\right) - \frac{G}{n} \left(1 + \frac{2}{na}\right) \right\} \quad (I.10.)$$

A n h a n g I I

Absenkung des thermischen Neutronenflusses in einem zylindrischen Bleirohr

In einem nicht multiplizierenden Medium lauten die Gruppen-Diffusionsgleichungen

$$\begin{aligned}\Delta \phi_s - \alpha_s^2 \phi_s &= 0 \\ \Delta \phi_t - \alpha_t^2 \phi_t + \frac{\Sigma_{tr}}{D_t} \phi_s &= 0\end{aligned}\tag{II.1.}$$

Dabei bedeutet:

ϕ_s : schneller (epithermischer) Neutronenfluß

ϕ_t : thermischer Neutronenfluß

$\alpha_s = 1/L_{tr}$: reziproke Abbremslänge

$\alpha_t = 1/L_t$: reziproke Diffusionslänge

D_t : thermischer Diffusionskoeffizient

Σ_{tr} : Abbremsquerschnitt

Innerhalb des Mediums befinde sich ein unendlich langes zylindrisches Bleirohr mit dem Innenradius r_i und dem Außenradius r_a . Das Innere sei mit Luft gefüllt. Durch das Rohr wird der schnelle Neutronenfluß praktisch nicht gestört, während der thermische Fluß im Innern eine Absenkung erfährt, deren Grund die fehlende Abbremsung innerhalb des Rohres ist. Wir setzen also an

$$\begin{aligned}\phi_s &= \phi_{s0} \\ \phi_t &= \phi_{t0} \cdot \varphi\end{aligned}\tag{II.2.}$$

wobei ϕ_{s0} , ϕ_{t0} die ungestörten Neutronenflüsse und φ eine Funktion ist, die die Störung des thermischen Flusses beschreibt und die für hinreichend große Entfernung von

dem Rohr gegen 1 gehen muß. Durch Einsetzen in das Gleichungssystem (II.1.) folgt:

$$\Delta \varphi - (\alpha_t^2 - \alpha_s^2) \varphi + \frac{\sum_{br} \phi_{sv}}{D_t \phi_{ro}} = 0 \quad (\text{II.3.})$$

Für $\sum_{br} \neq 0$ ist

$$\frac{\phi_{sv}}{\phi_{ro}} = \frac{D_t}{\sum_{br}} (\alpha_t^2 - \alpha_s^2) \quad (\text{II.4.})$$

d.h.

$$\Delta \varphi - (\alpha_t^2 - \alpha_s^2) \varphi + (\alpha_t^2 - \alpha_s^2) \varphi = 0 \quad (\text{II.5.})$$

Setzen wir

$$\alpha^2 = (\alpha_t^2 - \alpha_s^2) \quad (\text{II.6.})$$

so lautet die Lösung

$$\varphi = 1 + A_1 K_0(\alpha r) + B_1 I_0(\alpha r) \quad (\text{II.7.})$$

Für $\sum_{br} = 0$, d.h. $\alpha_s = 0$, dagegen lautet die Lösung einfach

$$\varphi = A_2 K_0(\alpha_t r) + B_2 I_0(\alpha_t r) \quad (\text{II.8.})$$

Im Luftraum innerhalb des Bleirohres verliert der Diffusionsansatz seinen Sinn. Wir nehmen in diesem Bereich keine bzw. vernachlässigbare Absorption und vernachlässigbare Neutronenströmungⁱⁿ axialer Richtung an, dann muß der Gesamtneutronenstrom auf dem inneren Umfang des Rohres nach innen verschwinden und es gilt

$$\left. \frac{\partial \varphi}{\partial r} \right|_{r=r_i} = \left. \frac{\partial \varphi}{\partial r} \right|_{r=r_i} = 0 \quad (\text{II.9.})$$

Es ergibt sich also, wenn z.B. das Diffusionsmedium Wasser ist

1. für $r < r_i$ (Luft)

$$\varphi = \varphi_0 = \text{const.} \quad (\text{II.10.})$$

2. für $r_i \leq r \leq r_a$ (Blei)
wegen $\Sigma_{bv} = 0$

$$\varphi = A K_0(\alpha_2 r) + B I_0(\alpha_2 r) \quad (\text{II.11.})$$

3. für $r_a < r$ (Wasser) wegen
 $\Sigma_{bv} \neq 0$

$$\varphi = 1 + C K_0(\alpha_3 r) + E I_0(\alpha_3 r) \quad (\text{II.12.})$$

Dabei ist

$$\alpha_2^2 = \alpha_t^2(\text{Pb}) \quad (\text{II.13.})$$

und

$$\alpha_3^2 = \alpha_t^2(\text{H}_2\text{O}) - \alpha_s^2(\text{H}_2\text{O}) \quad (\text{II.14.})$$

Aus der Randbedingung, daß φ für $r \rightarrow \infty$ endlich bleiben muß, folgt $E = 0$ und folglich $\lim_{r \rightarrow \infty} \varphi = 1$. Die Absenkung des thermischen Neutronenflusses innerhalb der Bleiabschirmung ist also

$$\frac{\phi_t(r < r_i)}{\phi_{t0}} = \varphi_0 \quad (\text{II.15.})$$

Aus den Bedingungen der Stetigkeit der Neutronenflüsse und der Neutronenströme an den Grenzflächen $r = r_i$ und $r = r_a$ ergibt sich

$$\varphi_0 = \frac{\alpha_3 D_3 \beta K_1(\alpha_3 r_a)}{\alpha_3 D_3 \gamma K_1(\alpha_3 r_a) - \alpha_2 D_2 \delta K_0(\alpha_3 r_a)} \quad (\text{II.16.})$$

Hierin bedeutet

$$\begin{aligned}\beta &= K_0(\alpha_2 r_i) + \alpha I_0(\alpha_2 r_i) \\ \gamma &= K_0(\alpha_2 r_a) + \alpha I_0(\alpha_2 r_a) \\ \delta &= K_1(\alpha_2 r_a) - \alpha I_1(\alpha_2 r_a) \\ \alpha &= K_1(\alpha_2 r_i) / I_1(\alpha_2 r_i)\end{aligned}\quad (\text{II.17.})$$

D_2 ist der thermische Diffusionskoeffizient in Blei und D_3 der in Wasser.

Der Vollständigkeit halber seien die Werte der anderen, in den Formeln (II.11.) und (II.12.) auftretenden Konstanten angegeben. Sie berechnen sich aus folgenden Formeln:

$$A = \frac{1}{\beta} \psi_0 ; B = \alpha A ; C = \frac{\delta \alpha_2 D_2}{\alpha_3 D_3 K_1(\alpha_3 r_a)} \quad (\text{II.18.})$$

Den Berechnungen in Abschnitt 3 sind folgende Daten zugrundegelegt:

Tab. II.1.: Daten für Neutronen in Wasser und Blei

	Wasser	Blei
D_t	0,159 cm	0,918 cm
L_t	2,85 cm	12,8 cm
L_{br}	5,68 cm	

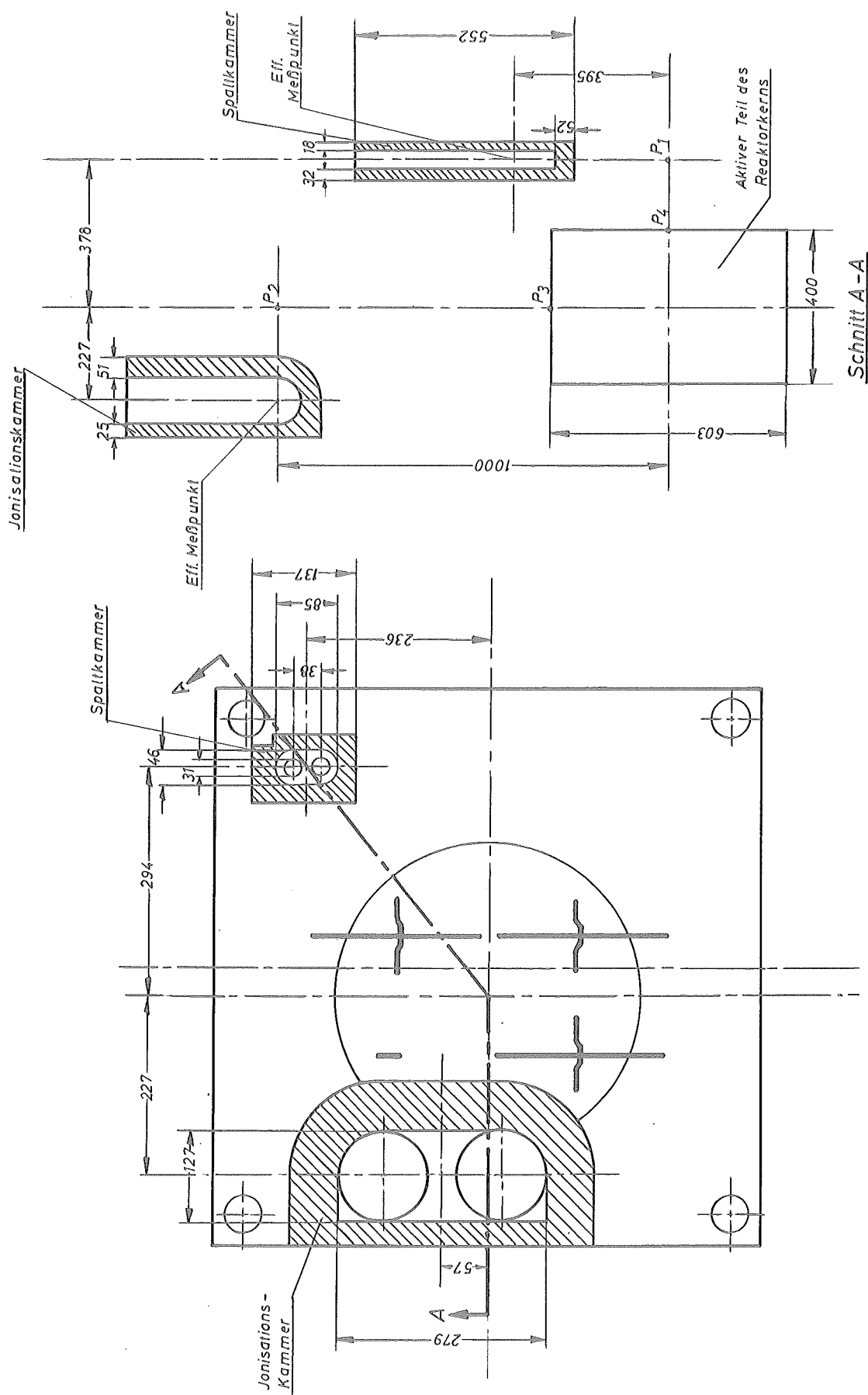


Abb.1 Relative Lage der Abschalt-Ionisationskammern und der Anfahr - Spaltungskammern zum Reaktorkern

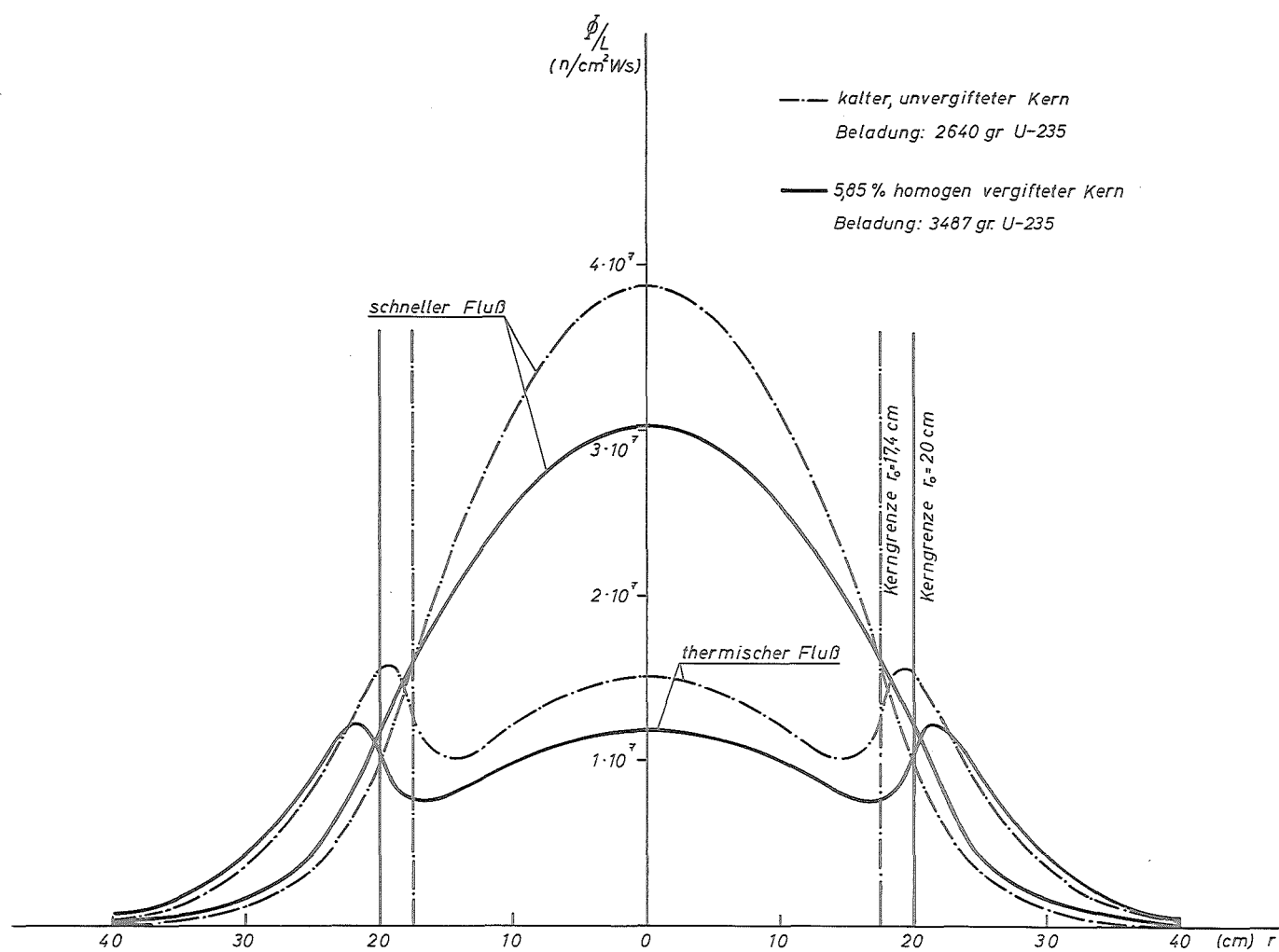
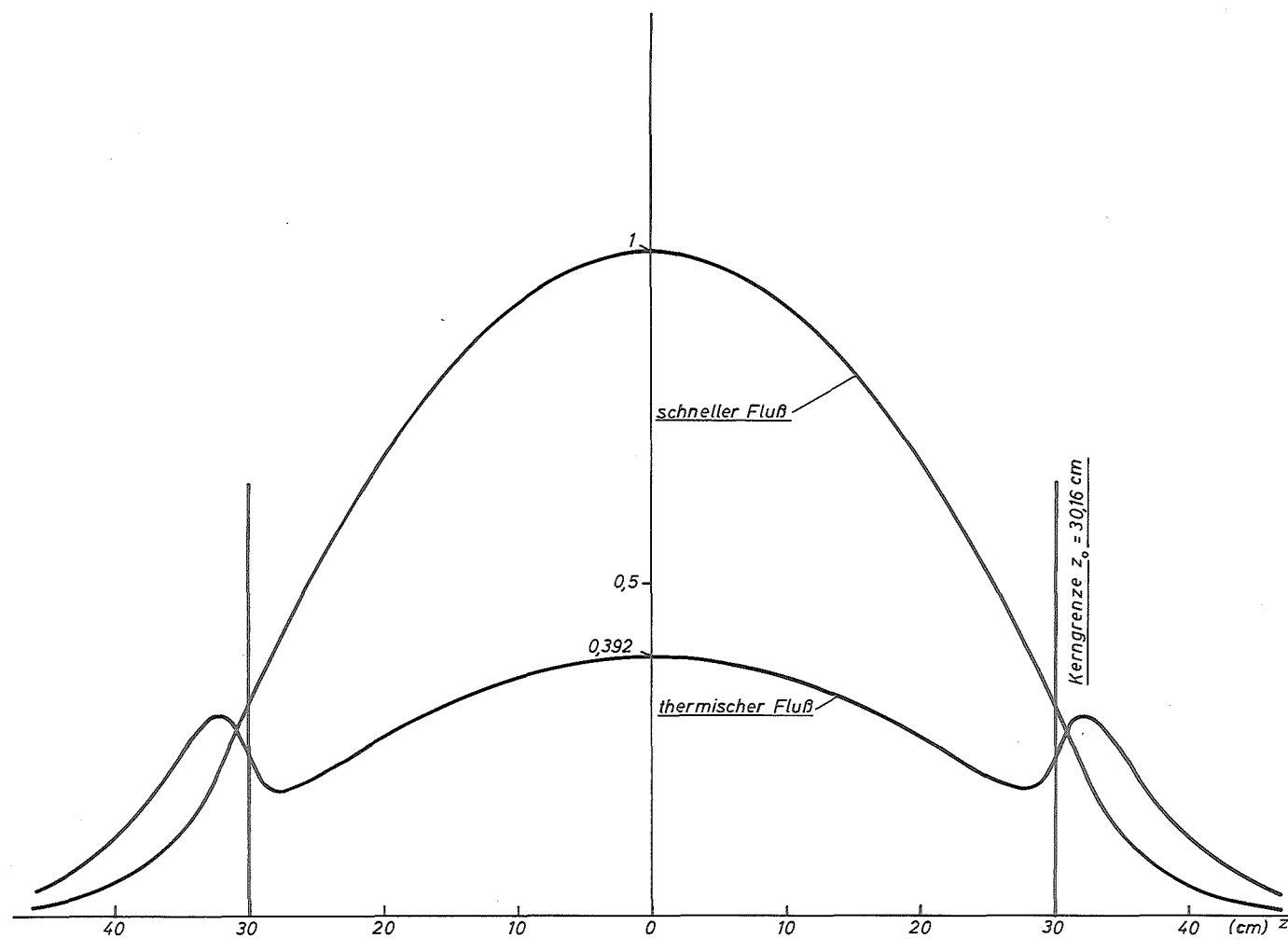
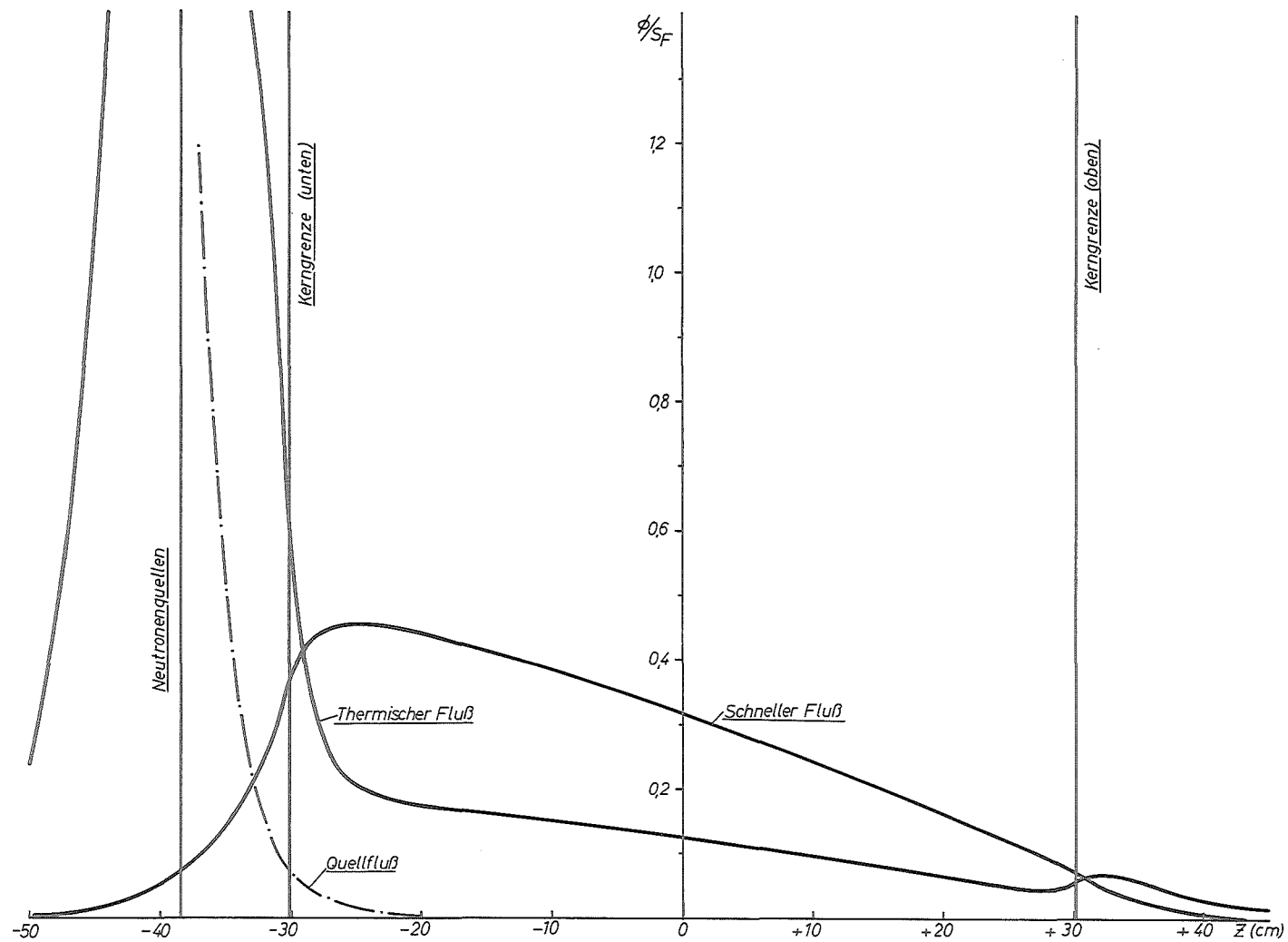


Abb. 2 Radiale Neutronenflußverteilung in der Mittelebene des Kernes (kritischer Kern, Kontrollstäbe ausgefahren)



Achsiale Neutronenflußverteilung in der Symetrieachse des Kerns (kritischer Kern, Kontrollstäbe ausgefahren)

Abb. 3



Neutronenflußverteilung in der Symmetrieachse des 5% unterkritischen MERLIN-Kernes. Exzentrischer Grobsteuerstab voll eingefahren, Sb-Be-Neutronenquellen 82 cm unterhalb des Kernes im Reflektor.

Abb. 4

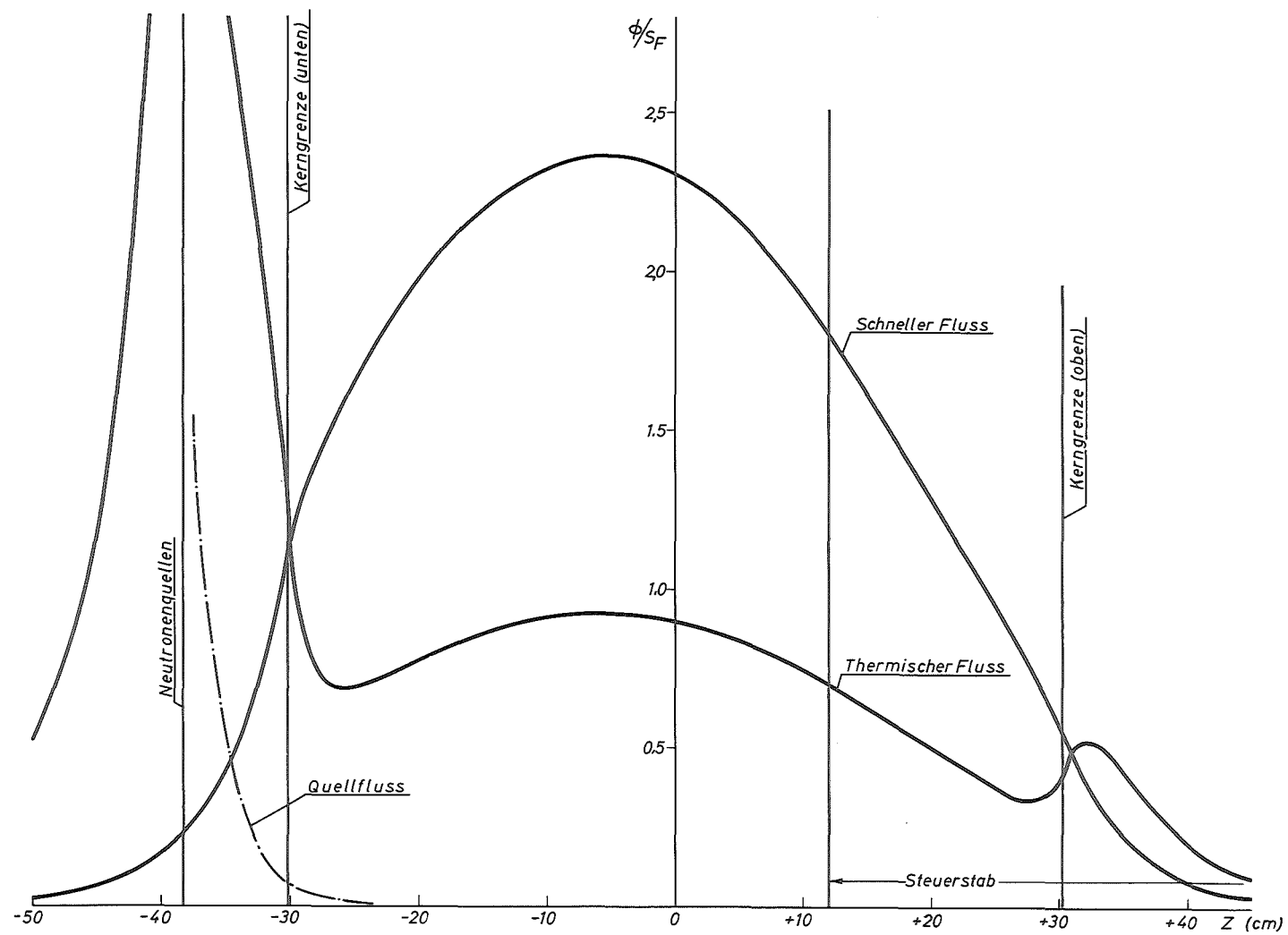


Abb. 5 Neutronenflussverteilung in der Symmetrieachse des $\sim 1\%$ unterkritischen MERLIN-Kernes. Exzentrischer Grobsteuerstab 30 % eingefahren. Sb-Be-Neutronenquellen 8,2 cm unterhalb des Kernes im Reflektor.